

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

CENTRAL INTELLIGENCE AGENCY

This material contains information affecting the National Defense of the United States within the meaning of the Espionage Laws, Title 18, U.S.C. Secs. 793 and 794, the transmission or revelation of which in any manner to an unauthorized person is prohibited by law.

S-E-C-R-E-T

50X1-HUM

COUNTRY USSR

REPORT

SUBJECT

Booklet Entitled Mekhanizm Vzaimodeystviya Bystrykh Protonov s Nuklonami i Yadrami (The Mechanism of the Interaction of Fast Protons with Nucleons and Nuclei) *TE*

DATE DISTR.

10 February 1960

NO. PAGES

1

50X1-HUM

REFERENCES

RD

DATE OF INFO.

50X1-HUM

PLACE & DATE ACQ

50X1-HUM

SOURCE EVALUATIONS ARE DEFINITIVE. APPRAISAL OF CONTENT IS TENTATIVE.

1. the Russian-language booklet entitled Mekhanizm Vzaimodeystviya Bystrykh Protonov s Nuklonami i Yadrami (The Mechanism of the Interaction of Fast Protons with Nucleons and Nuclei)

50X1-HUM

2. This 30-page booklet was printed by the Publishing Department of the Joint Institute of Nuclear Research in Dubna, 1959. It describes a piece of fundamental research experimentation in the field of high-energy nuclear physics, and includes 11 pages of tabular and graphic results.
3. When detached from this report, this booklet is UNCLASSIFIED.

50X1-HUM

S-E-C-R-E-T

50X1-HUM

STATE	X	ARMY	X	NAVY	X	AIR	X	NSA	X	FBI		NIC	X		
(Note: Washington distribution indicated by "X"; Field distribution by "#").															

INFORMATION REPORT INFORMATION REPORT

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория высоких энергий

P-331

В.С. Браунштейн, В.А. Беляков, Ван Шу-фен, В.В. Глазков, Н. Давидов,
А.Ф. Киреев, Р.М. Лебедев, В.М. Мальцев, И.К. Мадков, К.Г. Голосов,
Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранов, Яо Шан-ся

**МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСТРЫХ ПРОТОНОВ
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ**

Дубна 1959 год

P-331

В.С. Барашенков, В.А. Беляков, Ван Шу-фень, В.В. Глаголов, Н. Долхажов,
Л.Ф. Кириллова, Р.М. Лебедев, В.М. Мальцов, П.К. Марков, К.Д. Толстов,
Э.Н. Цыганов, М.Г. Шафранова, Яо Цин-со

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ВЫСТРЫХ ПРОТОНОВ
С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ

А н н о т а ц и я

Исследовались угловые и энергетические характеристики взаимодействия протонов с энергией 9 Вэв с ядрами фотомультипликатора, а также генерация странных частиц. Полученные в работе экспериментальные результаты лучше согласуются с каскадным механизмом нуклон-ядерного взаимодействия, чем с взаимодействием нуклон-трубка.

Средняя потеря энергии в одном акте нуклон-нуклонного столкновения оценена в $140 \pm 10\%$. Обсуждается вопрос о размере нуклонного ядра. Из оптического анализа нуклон-нуклонных взаимодействий для размера нуклонного ядра получена оценка: $r_0 \sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Доля периферических столкновений при этом составляет $\sim 20\%$. Получены угловые и энергетические распределения мюонных K^+ и π^+ -мезонов. Сечение генерации K^+ -мезонов с энергией до 140 Мэв на среднее ядро фотомультипликатора составляет:
 $\sigma \sim (5 \pm 2) \text{ мб.}$

В в о д н о е

Взаимодействие быстрых нуклонов с ядрами исследовалось во многих работах как в пучке искусственно ускоренных частиц /с энергией $E \approx 0.8 \text{ БэВ}$ /, так и в космических лучах /1/. В настоящей работе дается анализ результатов изучения взаимодействия протонов с энергией 0.8 БэВ с ядрами фотомультипликаторов. Предварительные данные сообщались на конференции в Женева /2/.

При анализе нуклон-ядерных взаимодействий необходимо иметь в виду два существенных обстоятельства:

Во-первых, начальный акт взаимодействия протона с ядром может либо совпадать с протон-нуклонным соударением, либо являться взаимодействием протона одновременно с несколькими нуклонами ядра, так называемой "трубкой" ядерного вещества, которую вызывает налетающий протон в ядро. В последнем случае нуклон трубки теряет свою индивидуальность, и характеристики начального акта взаимодействия должны зависеть от атомного номера. Условия, обуславливающие возможность появления взаимодействия с трубкой, указаны в работах /3/. В работе /4/ на анализе опытов с космическими лучами, сделав вывод, что опытные данные согласуются с моделью "трубки".

Во-вторых, необходимо учитывать последующие взаимодействия в ядре частиц, образовавшихся в первом акте. Вероятность таких повторных столкновений возрастает с ростом атомного номера.

В силу отмеченных обстоятельств взаимодействие нуклона с легкими ядрами значительно отличается от взаимодействия с тяжелыми ядрами. Механизм возбуждения и последующего расщепления в легких и тяжелых ядрах также имеет много характерных отличий.

Поэтому для последующего анализа мы разделим все наблюдавшиеся в фотомультипликаторах ядерные взаимодействия, вызванные пучком падающих протонов, на два класса:

1. Взаимодействия с легкими ядрами / C, N, O /.
2. Взаимодействия с тяжелыми ядрами / Ag, Br /.

Эти группы ядер отличаются друг от друга по числу нуклонов примерно в 7 раз, а по размеру ядер - почти вдвое.

- 4. -

2. Экспериментальные результаты

Большая часть анализируемых в этой работе результатов получена при работе со стопкой 'А' из 100 слоев фотомульсия НИКФИ-Р толщиной 480 микрон и площадью $10 \times 10 \text{ см}^2$, остальная часть - со стопкой 'В' - аналогичной 'А'. Эти стопки облучены внутренним пучком протонов с энергией 9 Вэв, ускоренных на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Введем обозначения:

S - быстрые частицы с концентрацией $Y \leq 14\%$.

Y_0 - номинальные потери протонов с энергией 9 Вэв/.

g - частицы с $Y > 14\%$ в пробеге $R > 8,78 \text{ мм}$ /серые следы/.

b - частицы с $R \leq 8,78 \text{ мм}$ /черные следы/.

S - частицы состоят в основном из π -мезонов, родившихся при столкновении частиц в ядре, в малой доли нуклонов $\sim 0,5$ /на звезду/.

g и b - частицы являются, в основном, продуктами расщепления ядра.

Взаимодействия с легкими ядрами выделялись по следующим критериям:

а/ Число серых и черных следов в звезде $n_g + n_b \leq 7$.

б/ Звезда не содержит следа с $R \leq 10 \mu$, т.е. нет ядра отдачи.

в/ Нет электрона распада остаточного ядра.

г/ Среди всех следов по крайней мере один имеет длину $10 \mu < R \leq 50 \mu$.

/Вылет α -частиц из тяжелых ядер с $R < 50 \mu$ запрещен кулоновским барьером, если проигнорировать маловероятным подбарьерным эффектом/.

Критерии отбора взаимодействий с тяжелыми ядрами были следующие:

а/ $n_g + n_b > 8$.

б/ Если $n_g + n_b \leq 8$, то в звезде должно быть ядро отдачи, то есть след с $R \leq 10 \mu$, и не должно быть следа с $10 \mu < R \leq 50 \mu$.

Таким образом, к взаимодействиям с легкими ядрами было отнесено 53 звезды из 1260, найденных по следу, и 66 из 2060 звезд, найденных по площади, что составляет 3,6% всех звезд. Согласно экспериментальным данным других авторов [5], а также анализу сочоний по оптической модели [6], доля взаимодействий с легкими ядрами должна составлять 25-30% от полного числа взаимодействий. Следовательно, выбранные критерии отбора являются достаточно жесткими.

На основе указанных выше критериев из 100 звезд, найденных по следу, 67 было отнесено к взаимодействиям на тяжелых ядрах. В таблице 1 приведены полученные характеристики взаимодействий для легких, тяжелых ядер и смеси ядер /звезды, найденные по следу/.

1. Средние числа заряженных частиц $\bar{n}_3, \bar{n}_g, \bar{n}_b$ /в расчете на одну звезду/.

2. Углы, в которых содержится половина всех частиц $\theta_1, \theta_2, \theta_3$.

На рис. 1, 2, 3 приведены угловые распределения частиц в звездах на легких и тяжелых ядрах.

3. Средняя кинетическая энергия E_g и E_b частиц g и b определена из экспериментальных распределений. На рис. 4 приведено энергетическое распределение для g -частиц на легких и тяжелых ядрах. Энергия всех остающихся частиц определялась по пробегу в предположении, что все они, кроме π -мезонов, являются протонами^{х/}.

Для неостанавливающихся g -частиц, а также для b -частиц, энергетическое распределение определялось по замерам на имитации и многократного рассеяния /см. приложение 1/. Результаты замеров приведены в таблице 1.

Средние поперечные импульсы $\bar{P}_{\perp\pi}$ для π -мезонов и $\bar{P}_{\perp p}$ для протонов получены по экспериментальным значениям энергии и углов частиц и

^{х/} Применялись кривые пробег-энергия для эмульсии Ильюфорд 9 - В. Справедливость применения этих кривых для эмульсии НИКФИ-Р показывается тем, что пробег μ -мезонов от π - μ распадов хорошо согласуются для обоих типов эмульсий.

- 6 -

приведены в таблице 1. Значения средних поперечных импульсов для нуклон-нуклонного столкновения, вычисленные по статистической теории [1], равны для нуклонов и π -мезонов, соответственно:

$$0,6 \text{ Вэв/с} \text{ и } 0,45 \text{ Вэв/с.}$$

Приведенные выше характеристики взаимодействия с легкими и тяжелыми ядрами, а также со смесью ядер, позволяют вычислять суммарную энергию, уносимую S, g и δ -частицами на звезду. Энергия передаваемая ядру:

$$W = \delta_g + \delta_\delta$$

$$\delta_g = (1 + \eta) n_g (E_g + E_{\text{ядр}}).$$

Здесь η - отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре. E_g вычислено в предположении, что все δ -частицы - протоны, а также в предположении, что доля α -частиц составляет:

$$0,2 - 0,3$$

от числа δ -частиц /8/. Оказалось, что в обоих случаях E_δ практически одинаково.

Значения энергии W , передаваемой легкому, тяжелому и среднему ядру фотонемущими соответственно n_α , n_T и n_0 , а также значения энергии, уносимой S, g и δ -частицами, δ_s , δ_g и δ_δ приведены в таблице 2.

Следует отметить, что полученное нами значение: $W_\alpha \approx 480 \pm 60 \text{ Мэв}$ хорошо согласуется с цифрой $440 \pm 160 \text{ Мэв}$, которая приводится в работе [9] для космического излучения. В этой же работе отмечалось, что W_α мало меняется при вариации энергии падающих частиц /протонов/ в пределах от 3 Вэв до 40 Вэв.

3. Механизм взаимодействия с ядром

Во введении уже отмечалось, что быстрый протон может взаимодействовать с "трубкой" или же с отдельными нуклонами в ядре.

Чтобы установить, какой из двух возможных механизмов имеет место в действительности, необходимо сравнить с опытом точные расчеты ядерного

- 8 -

приведены в таблице 1. Значения средних поперечных импульсов для нуклон-нуклонного столкновения, вычисленные по статистической теории [1], равны для нуклонов и π -мезонов, соответственно:

$$0,8 \text{ Бэв/с} \text{ и } 0,45 \text{ Бэв/с.}$$

Приведенные выше характеристики взаимодействия с легкими и тяжелыми ядрами, а также со смесью ядер, позволяют вычислять суммарную энергию, уносимую S, g и b -частицами на звезду. Энергия переданная ядру:

$$W = \epsilon_g + \epsilon_b$$

$$\epsilon_g = (1 + \eta) n_g (\epsilon_g + E_{\text{веш}}).$$

Здесь η - отношение числа нейтронов к числу протонов в ядре. ϵ_b вычислено в предположении, что все b -частицы - протоны, а также в предположении, что доля α -частиц составляет:

$$0,2 - 0,3$$

от числа b -частиц /8/. Оказалось, что в обоих случаях ϵ_b практически одинаково.

Значения энергии W , передаваемой легкому, тяжелому и среднему ядру фотонмультисп /соответственно W_L , W_T и W_0 /, а также значения энергии, уносимой S, g и b -частицами, ϵ_S , ϵ_g и ϵ_b приведены в таблице 2.

Следует отметить, что полученное нами значение: $W_L = 480 \pm 80 \text{ Мэв}$ хорошо согласуется с цифрой $440 \pm 180 \text{ Мэв}$, которая приводится в работе [9] для космического излучения. В этой же работе отмечалось, что W_L мало меняется при вариации энергии падающих частиц /протонов/ в пределах от 3 Бэв до 40 Бэв.

3. Механизм взаимодействия с ядром

Во введении уже отмечалось, что быстрый протон может взаимодействовать с "трубкой" или же с отдельными нуклонами в ядре.

Чтобы установить, какой из двух возможных механизмов имеет место в действительности, необходимо сравнить с опытом точные расчеты ядерного

каскада Монте-Карло. Так как в настоящее время такие вычисления еще не закончены, мы ограничимся далее лишь некоторыми качественными соображениями.

Предположение о взаимодействии первичного нуклона с "трубкой" приводит к значениям углов $\theta_1 \approx 30^\circ$ и $\theta_2 \approx 40^\circ$ для легких ядер и ядер Ag и W . Эти значения заметно превосходят экспериментальные значения угла θ_{ex} . Возможные вторичные взаимодействия рождающихся при столкновении нуклон-трубка частиц могут лишь увеличить вычисленные значения углов.

Далее, если первичный акт нуклон-ядерного столкновения является взаимодействием нуклон-трубка, то скорость центра масс в случае взаимодействия с трубкой Ag и W будет значительно ниже, чем для случая взаимодействия с легкими ядрами, так как средняя длина трубки почти вдвое больше и, следовательно, число S -частиц должно быть значительно больше.

На опыте же числа S -частиц на тяжелых и легких ядрах равны $3,5 \pm 0,3$ и $3,0 \pm 0,2$. Такая небольшая разница может быть объяснена с помощью каскадного механизма взаимодействия. Действительно, при каскадных столкновениях в ядре энергия S -частиц быстро уменьшается, а вместе с этим уменьшается и множественность рождающихся в этих столкновениях частиц. Кроме того, если бы реализовался механизм взаимодействия нуклон-трубка, то среди g -частиц должна была бы наблюдаться значительная примесь рождающихся при столкновении нуклона с ядерной трубкой π -мезонов. На опыте же подавляющее число g -частиц являются нуклонами, что, в свою очередь, можно понять, допустив каскадный механизм нуклон-ядерного взаимодействия, когда большинство g -частиц являются нуклонами отдачи. Это

х/ Среднее число нуклонов в трубке объем трубки
удольи, объем на один нуклон
с учетом процентного состава эмульсии составляют 2,4 и 4,0 для легких ядер и ядер Ag и W . При вычислении углов предполагалось изотропное распределение рождающихся частиц в системе центра масс, учитывались законы сохранения энергии и импульса, барьерного числа и странности. Учтено также резонансное взаимодействие образовавшихся π -мезонов с нуклонами в состоянии с полным моментом в изотопическом моментом $3/2$ при 200 Мэв. Влияние, во несколько меньшие значения углов для легких и тяжелых ядер получены также в расчетах В.М. Максименко.
Пользуемся случаем поблагодарить В.М. Максименко за ознакомление нас с результатами этих расчетов до их опубликования.

- 8 -

согласуются с результатами экспериментов по мезон-нуклонным столкновениям при $E > 0,5$ Бэв/10¹, где с вероятностью, близкой к единице, наблюдаются нуклоны отдачи с энергия, соответствующая g -частицам. Взаимодействием с трубкой ошс труднее объяснить приводимые в таблице 1 характеристики расщепления ядер с вылетом более 28 g - и 6 -частиц / $N_{g,6} = 32$ /, которые наблюдаются чем в 2% случаев. В этих расщеплениях происходит полный развал ядер, в основном, на протоны и нейтроны с малой долей α -частиц, а величины \bar{p}_s , \bar{p}_d и \bar{N} близки к их значениям для всех расщеплений Ag и Bz .

Совпадению величины поперечного импульса / P_d / для g -частиц от взаимодействий с легкими и тяжелыми ядрами, а также согласие этих величин со значением поперечного импульса для π -мезонов / P / см. таблицу 1 / указывает на каскадный механизм взаимодействия.

Все другие экспериментальные результаты также могут быть объяснены в предположении нуклон-ядерного каскада.

4. Потери энергии при столкновении нуклонов

Для определения средней энергии S -частиц было отобрано 83 частицы с углом наклона к плоскости эмульсии $< 3^\circ$. Методом измерения многократного кулоновского рассеяния были найдены импульсы этих частиц. Для разделения этих частиц по массам определялись их ионизационные потери. /Подробнее см. приложение 1/. В интервале углов $0^\circ-18^\circ$ средняя энергия протонов оказалась равной $3 \pm 0,5$ Бэв, а отношение числа π -мезонов к протонам ~ 1 , что соответствует 0,5 протона на ядро. Далее была получена кривая зависимости энергии π -мезонов от угла, приводимая на рис. 8. Используя эту зависимость и угловое распределение S -частиц для смеси ядер, с учетом найденной доли протонов, мы нашли среднюю полную энергию мезонов, равную /в интервале углов $0-30^\circ$ $\bar{E}_\pi = 1,3 \pm 0,25$ Бэв /измерения на камере "В" см. приложение 1/. Средняя полная энергия по всем углам равна: $\bar{E}_\pi = 1,0 \pm 0,2$ Бэв. Тогда потери энергии на генерацию мезонов составляют:

$$4,0 \pm 0,8 \text{ Бэв.}$$

- 2 -

Вместе с энергией расщепления ядра потери будут равны:

$$5,1 \pm 0,8 \text{ Бэв},$$

т.е. $60 \pm 10\%$.

Число столкновений, которое в среднем испытывает падающий протон в легком ядре, можно оценить по измеренным величинам:

$$\bar{n}_s = 3 \text{ и } n_g' = 2,8 \text{ /с учетом нейтронов/}.$$

Можно считать, что в первом столкновении протон создает одну g -частицу $10,5$ - протонов и столько же нейтронов, и вместе с нейтральными мезонами - n_s быстрых частиц:

$$\bar{n}_s' = \frac{3}{2} \bar{n}_{s,p} - 0,8 / - 1 = 4,3,$$

где $\bar{n}_{s,p} = 2,7$ - среднее число S - частиц в протон-нуклонных столкновениях /коэффициент $3/2$ учитывает долю нейтральных π -мезонов/.

Число повторных столкновений будет равно:

$$\frac{\bar{n}_s' - 1}{\bar{n}_s} = 0,4.$$

Следовательно, первичный протон в среднем испытывает 1,4 столкновений в легком ядре. Число столкновений с ядром Ag и Bz можно принять, в соответствии с размером ядер, приблизительно вдвое большим. Следовательно, в среднем, в ядре фотомульсии протон испытывает ≈ 2 -х столкновений.

Если энергия нуклона после одного акта нуклон-нуклонного столкновения $E_1 = \frac{1}{2} E$, где E - начальная энергия нуклона, то после n - столкновений энергия нуклона $E_n = \frac{1}{2^n} E$. Отсюда при $n = 2$ получим, что средняя потеря энергии в одном акте нуклон-нуклонного столкновения $\approx 35 \pm 10\%$.

Потеря энергии в нуклон-нуклонном столкновении можно оценить еще следующим образом. Мы получили, что средняя энергия π -мезонов при столкновении с ядрами $\approx 1,0 \pm 0,2$ Бэв. Известно экспериментальное значение \bar{n}_s для p - p -столкновений $1/11$, $1/12$. Если учесть, что средняя энергия π -мезонов в нуклон-нуклонном столкновении не может быть меньше, чем

- 10 -

в нуклон-ядерном столкновении в среде β -частиц содержится $\sim 0,5$ процентов, то потери энергии в нуклон-нуклонном столкновении составляют $\sim (40 \pm 10)\%$. Таким образом, в среднем, потери составляют $(40 \pm 10)\%$. В пределах экспериментальных ошибок эта величина удовлетворительно согласуется с теоретической величиной, полученной по статистической теории, которая дает $\sim 50\% /12/$. Периферические столкновения мало изменяют эту величину.

Отметим, что в опытах с космическими лучами в работе /9/ для интервала энергии $3 + 40$ Вев потери энергии нуклона при столкновении с ядрами воздуха составляют $(30 \pm 3)\%$. Если число столкновений в "среднем" ядре воздуха считать равным 1,8, то в одном акте нуклон-нуклонного столкновения потеря энергии должны быть равны 20% энергии первичной частицы.

На основании полученных выше результатов, а также опубликованной нами ранее работы по взаимодействию нуклонов /12/ можно высказать некоторые соображения о размере нуклонного ядра.

В работе /12/ были приведены результаты анализа нуклон-нуклонных столкновений при $E = 0$ Вев. Было показано, что, в основном, имеет место согласно с результатами статистической теории множественного рождения частиц /17/. Однако, имеются расхождения в области малых углов, указывающие на анизотропию в системе центра масс.

Близкие экспериментальные результаты получены в работе /11/. В работе /13/ установлено, что анизотропия углового распределения имеет место в системе, близкой к системе центра масс, для звезд с малым числом родившихся частиц. Угловое распределение лучей в звездах с большой множественностью частиц в пределах экспериментальных ошибок можно считать изотропным.

С точки зрения модели, в которой нуклон рассматривается состоящим из центрального ядра и периферической оболочки, столкновения с большой множественностью можно рассматривать как столкновения ядер. Для описания таких столкновений применима статистическая теория множественного рождения. Столкновения же с малой множественностью можно рассматривать как столкновения ядра одного нуклона с периферической оболочкой другого нуклона или столкновения периферических оболочек нуклона. Так как опыт указывает на то, что числа β -частиц, их энергия, угловые распределения за

исключением малых углов, а также потери энергии, в основном, согласуются с результатами расчета по статистической теории, то следует заключить, что нуклон-нуклонные столкновения при $E \leq 10$ Бэв являются, в основном, столкновениями их ядер.

Оптический анализ протон-нуклонных столкновений в области энергии $1 \div 10$ Бэв показал, что с наибольшей вероятностью они происходят приблизительно с параметром удара $b \sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см. Это видно из рис. 8, где приведены относительные значения сечения неупругого протон-протонного столкновения, обусловленные взаимодействиями в области $b, b \cdot \lambda$, для энергии $E = 1,5; 4,4; 10$ Бэв^{*/} ($\lambda = 0,24; 0,14; 0,081$ - соответствующие длины волн в системе центра масс в единицах 10^{-13} см)

$$\Delta = \frac{\sigma_{in}(z)}{\sigma_{in}} = \frac{(2\ell+1)(1 - e^{-4\eta(\ell)})}{\sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1 - e^{-4\eta(\ell)})}; \quad z = \lambda \sqrt{\ell(\ell+1)}$$

Если нуклон-нуклонные столкновения при энергии $E \approx 0$ Бэв являются, в основном, столкновениями ядер, то мы должны заключить, что радиус ядра нуклона $r_0 > \frac{b}{2}$, т.е. $r_0 > 0,3 \cdot 10^{-13}$ см, что согласуется также с анализом электромагнитных размеров ядра /18/.

Если допустить, что наиболее вероятны столкновения ядер с параметром удара $b \sim r_0$ /значение $z \approx 0,8 \times 10^{-13}$ см разделяют области больших и малых значений коэффициента поглощения $K = K(z)$ /18/, то $r_0 \sim 0,8 \cdot 10^{-13}$ см.

Вклад периферических столкновений в этом случае составляет 20%. Следует отметить, что часть обнаруженной в опыте анизотропии угловых распределений, по-видимому, может быть также обусловлена и законом сохранения момента количества движения при столкновении ядер. Обсужденные эффекты в настоящее время рассчитываются.

Полученная в работе /17/ доля периферических столкновений, равная 80%, основана на неоправданном предположении, что

^{*/} Значения коэффициентов поглощения и преломления $K(z)$ и $n(z)$ взяты из работы /8/, при $E = 10$ Бэв положено $\sigma_{in} = 30 \cdot 10^{-27}$ см², в соответствии с результатами работы /14/.

- 12 -

$\sigma_{периф} : \sigma_{полн.} \approx \pi r_c^2 : \pi r_N^2 ; \quad r_N \approx 10^{-13} \text{ см.}$
 и попорядку выбору параметров,
 /См. график К = К(г) из /18/

В. Генерация медленных странных частиц и \bar{K} -мезонов

При продолжении всех лучей в 100 звездах, найденных при просмотре вдоль слоя, среди идентифицированных частиц не было обнаружено ни одной странной частицы. Систематический поиск странных частиц производился методом просмотра по площади. На 18 слоях эмульсии дважды, при увеличении в 210х, была просмотрена вся маркированная часть /круг с диаметром 8,8 см/. Эффективность однократного просмотра для первичных звезд была равна 88% и для вторичных звезд - 80%. Было найдено 2322 первичные звезды и 2381 вторичная. На 18 эмульсионных слоях было найдено 387 \bar{K} звезд и 380 $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$. При продолжении следов этих мезонов найдено, что 203 \bar{K}^- и 140 π^+ возникли в первичных звездах рабочей области камеры. Угловые и энергетическое распределения этих мезонов оказались близкими. При построении их спектров были введены поправки, учитывающие вылет из-за конечности размеров камеры. Эти поправки вводились по методу, изложенному в работе /18/. На рис. 7 и 8 приведены угловые распределения π^+ и \bar{K}^- мезонов и их энергетический спектр до и после введения геометрических поправок /пунктирная и сплошная линии/.

Для отбора странных частиц анализировались все двухлучевые события. Идентификация производилась по остаточному пробегу и ионизации - методом счета сгустков и средней длины разрывов. Было найдено 32 странные частицы: 22 K^+ -мезона, 1 K^- , 4 Σ^+ -гиперона и 5 Λ^0 . В таблице 3 указаны значения углов вылета их по отношению к пучку, а также кинетическая энергия. Для всех странных частиц было найдено 18 родительских первичных звезд, в том числе для 3-х Λ^0 частиц. Для этих звезд $\bar{N}_g + \bar{N}_e = 15,9 \pm 4$, $\bar{N}_s = 4,2 \pm 1,2$. Эти значения превышают средние характеристики звезд, найденных вдоль следа. Найден один случай одновременной генерации двух странных частиц. Из 22 K^+ -мезонов 12 возникли в первичных звездах и их средняя энергия равна 11 Мэв. Определим соотношение генерации K^+ для этой части спектра. Эффектив-

- 13 -

ность регистрации событий типа K^+ описывалась следующим образом. Были взяты все двухлучевые события, содержавшие S и $6\text{ (или } 4\text{)} -$ частицы, /включая и распады K^+ -мезонов/ - всего 37. В угловом интервал по углу погружения $0^\circ \leq \alpha \leq 38^\circ /0,59$ от полного телесного угла, летит 38 релятивистских частиц из 57. Если угловое распределение этих частиц изотропно, то должно наблюдаться 64,5 случая. Отсюда относительная эффективность по разным углам наклона в эмульсии равна 0,88. Аналогичный анализ для черных лучей дал для относительной эффективности значение 0,90. Остается определить эффективность нахождения случаев, у которых и черным, и релятивистским лучи заключены в интервале $0^\circ \leq \alpha \leq 38^\circ$.

Эта эффективность определена из результатов независимого двукратного просмотра одной и той же площади и оказалась равной 0,85.

Средняя плотность потока протонов была равна $(3,1 \pm 0,3) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Число ядер в 1 см² эмульсии $= 7,83 \cdot 10^{22}$. Тогда сечение генерации на среднем ядре эмульсии K^+ -мезонов с энергией до 140 Мэв с учетом геометрических поправок, соответствует $(8 \pm 2) \text{ мб}$. Угловое распределение 12 K^+ -мезонов, также с учетом геометрических поправок, дано на рис. 8. Теоретическая кривая углового распределения K^+ -мезонов, генерированных в Р-Р столкновении согласно статистической теории, показана на этом же рисунке. Сравнение экспериментальной и теоретической кривых показывает большое различие, которое трудно объяснить только рассеянием K^+ -мезонов в ядрах.

Действительно, в энергетическом интервале до 300 Мэв средний свободный пробег для K^+ -мезонов в ядерной материи $= 11 \cdot 10^{-18} \text{ см} / 19\%$. Если считать, что большинство K^+ -мезонов родилось на тяжелых ядрах эмульсии, то путь их порядка радиуса ядра, получим, что число взаимодействий внутри ядра будет $\sim \frac{2 \cdot 10^{14}}{11 \cdot 10^{18}} \sim 0,8$, т.е. гораздо меньше, чем для π -мезонов.

Совокупность таких фактов, как большая величина сечения генерации, широкое угловое распределение и большая величина родительских явлений дают указание на то, что значительная часть странных частиц рождается в процессе внутроядерного каскада, что вполне вероятно, так как средняя энергия мезонов составляет $\sim 1 \text{ Вэв}$. Аналогичный вывод сделан в работе [20], где последовала генерация странных частиц π -мезонами с энергией 4,3 Вэв.

- 14 -

Г р и л о ж а н и я

Определение импульсов вторичных частиц производилось измерением кулоновского многократного рассеяния.

В работе использовались микроскопы: МВИ-8 с модернизированным столиком с шумами $\sim 0,03$ для ячейки 2000μ ; измерительный микроскоп для ядерных исследований / КЭМ-Ках1 Zeiss, Jena ^{*/} с шумами $\sim 0,008 \mu$ для ячейки 2000μ ; 'Користка' с шумами $\sim 0,02 \mu$ для ячейки 2000μ . Измерения проводились в двух эмульсионных камерах: камере А, слои которой обрабатывались в свободном состоянии, и камере В, слои которой обрабатывались в наклонном состоянии.

Прямыми измерениями на пучковых следах протонов оценивался средний уровень дисторсий и ложного рассеяния. Для камеры 'А' мы получили величину $1,8 \mu$ на ячейку 1000μ , для камеры 'В' - $0,68 \mu$ для ячейки 2000μ .

Из грубой оценки энергии вторичных частиц по их взаимодействию с ядрами эмульсии нам удалось заключить, что все вторичные частицы с углами $\theta > 30^\circ$ сравнительно медленные. Поэтому камера А, несмотря на большие дисторсии, оказалась пригодной для измерений рассеяния частиц с углами $\theta > 30^\circ$.

Для этих частиц была выбрана длина ячейки так, что отношение сигнала измерений к сигналу искажений равнялось 3 или больше, а можно было вводить поправки на искажения. Для таких частиц импульс вычислялся по формуле:

$$|\vec{Q}| = \frac{A t^{1/2}}{\rho \beta^2}$$

где А - 50,8 при К=28 /константа рассеяния/, t - длина ячейки в единицах 100μ .

^{*/} Мы пользуемся случаем выразить признательность коллективу фирмы Цейсс /ГДР/, создавшему первоклассный измерительный микроскоп.

- 15 -

Следы с плоскими углами $\theta < 30^\circ$ измерялись в стопке "В". Здесь частицы были разбиты на две группы:

$$p\beta c < 2.5\sigma \text{ и } p\beta c > 2.5\sigma.$$

Для частиц с $p\beta c > 2.5\sigma$ импульсы вычислялись по формуле /1/, ложное рассеяние исключалось по формуле:

$$\bar{Q}_{\text{кул.}}^2 = \bar{Q}_{\text{кул.}}^2 - \bar{Q}_{\text{ложное}}^2, \quad /2/$$

причем, \bar{Q} ложное определялось как среднее по всем слоям, в которых велось измерение.

Для частиц с $p\beta c > 2.5\sigma$ шумы и дисторсии исключались по формуле: /21/, /22/:

$$|\bar{Q}|_{\text{кул.} + \text{ложное}}^2 = 0.715 \sqrt{\bar{Q}_1^2 + \bar{Q}_2^2} - 2\bar{Q}_1\bar{Q}_2, \quad /3/$$

и ложное рассеяние по формуле /2/. При этом ложное рассеяние измерялось на пучковых частицах вдоль всего вторичного следа, т.е. по пяти-шести пучковым следам.

Результаты всех измерений приведены в таблице IV.

Ошибки: полная ошибка в измерении импульса частицы складывалась соответствующим образом из статистической ошибки непосредственных измерений, в соответствии с работой /1/ $\Delta \approx \frac{0.88}{\sqrt{n}}$ и ошибки за счет исключения ложного рассеяния.

Для определения природы вторичных частиц дополнительно применялся метод счета сгустков. Результаты измерений приведены на кривой I.

Линиями "а" и "а'" обозначена область, где нельзя по минимизации отделить протоны от π -мезонов. В этой области оказалось 9 частиц. Можно грубо принять, что 4 из них протоны, так как в соседних областях отношение числа протонов к числу π -мезонов равно ≈ 1 .

Далее, для всех идентифицируемых частиц оказалось, что все протоны имеют углы $\leq 15^\circ$, поэтому, среди группы протонов для области /а а'/

- 16 -

все частицы с углами $> 15^\circ$ были перенесены в группу π -мезонов^{х/}.

В заключение авторы выражают благодарность за помощь при проведении наблюдений: Г.Возногих, В.Васиной, З.Кузнецовой, Н.Метелной и М.Прислоновой, а также Л.Поповой за помощь при анализе результатов опытов, и С.Н.Соколову за обсуждение результатов измерения многократного рассеяния.

^{х/} Следует отметить, что процедура идентификации частиц в области $/Q, Q^2/$ практически не меняет средней энергии π -мезонов, полученной нами, поскольку эта область лежит близко к средней энергии π -мезонов.

- 17 -

Таблица № 1

Характеристики взаимодействия протонов с энергией $\sim 10^8$ Бэв с ядрами
фотоэмульсии

	Легкие ядра C, N, O	Тяжелые ядра Ag, Br	Звезды с N_2, N_2O	Смесь ядер
\bar{N}_2	$3,0 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,3$	$4,0 \pm 0,4$	$3,2 \pm 0,2$
\bar{N}_2	$1,4 \pm 0,1$	$4,1 \pm 0,5$	32	$3,1 \pm 0,4$
\bar{N}_2	$3,3 \pm 0,1$	$6,1 \pm 0,6$		$4,7 \pm 0,5$
\bar{O}_2	$22,5 \pm 1$	$27,5 \pm 1,5$	53	$25,0 \pm 1,5$
\bar{O}_2	$56,5 \pm 3$	65 ± 3	63	65 ± 3
\bar{O}_2	-	84 ± 3	-	$84,5 \pm 3$
$E_{\pi^+ Br}$	-	-	-	$1,0 \pm 0,2$
$E_{\pi^+ Br}$	-	-	-	$3,0 \pm 0,5$
$E_{\pi^+ N_2}$	-	-	-	40 ± 3
$E_{\pi^+ N_2}$	132 ± 20	-	-	120 ± 12
$E_{\pi^+ N_2}$	-	-	-	11 ± 10
$P_{\pi^+ N_2}$	-	-	-	370 ± 70
$P_{\pi^+ N_2}$	344 ± 20	354 ± 20	-	350 ± 20

- 18 -

Таблица № 2
Значения энергии δ_s, δ_g и δ_e , уносимой s, g и e -
частицами, и энергии передаваемой ядру

	Смесь ядер	Тяжелые ядра	Легкие ядра
δ_s вэв	$7,4 \pm 1,0$	-	-
δ_s мэв	183 ± 18	244 ± 25	-
δ_g мэв	870 ± 90	1165 ± 120	-
η мэв	1050 ± 100	1410 ± 140	480 ± 60

- 19 -

Таблица № 3
Сводные данные по странным частицам^{х/}

№№	Тип частиц	Характеристика события ($n_0 + n_1$) + n_2	Угол θ по отнош. к пучку	$E_{кин}$ в Мэв	Q Мэв	Примечание
1	2	3	4	5	6	7
1.	K^+	8 + 4	150	84,9		
2.	K^+	25 + 6	80	107		
3	K^+	15 + 5	0	10,7		
4.	K^+	24 + 6	50	66		
5.	K^+	12 + 6	43	54		
6.	K^+	8 + 8	1	48		
7	K^+	16 + 2	95	22,6		
8.	K^+	18 + 1	91	71		
9.	K^+	5 + 2	47	44		
10.	K^+	23 + 8	14	96		Родительская звезда вне раб.области
11.	K^+	15 + 7	95	90		
12.	K^+	14 + 3	102	38		
13.	Z^+	21 + 4				
14.	Z^+	10 + 1	6			
15.	Z^+	18 + 5	79	168		
16.	Λ^0	17 + 6	90	8	36,6	Найден по пл. и продолжению T_1 от ост. проб. 18,8 мм
17.	Λ^0	23 + 6	160	27	37,3	Проб. 10,8 мм
18	Λ^0	13 + 1	135	67	37,4	- 13 мм

^{х/} В таблице приведены события, имеющие родительские пробы.

- 20 -

Таблица № 4

Результаты измерений энергии вторичных частиц в камере В

№ п/п	Простран- ство, угол θ°	Идентификация	$E \pm \Delta E$ Вэв	Примечание
1	2	3	4	5
1.	$1,9^\circ$	Протон	$5,3^{+4,3}_{-1,5}$	
2.	$5,9^\circ$	Протон	$2,1^{+1,2}_{-0,5}$	
3.	$1,5^\circ$	Протон	$4,7^{+4,5}_{-1,4}$	
4.	3°	Протон	$5,4^{+4,6}_{-1,7}$	
5.	$1,3^\circ$	π -мезон	$3,6^{+0,7}_{-0,5}$	
6.	$4,9^\circ$	Протон	$3,2^{+1,6}_{-0,9}$	
7.	$10,3^\circ$	Протон	$1,9^{+1,0}_{-0,5}$	
8.	$1,3^\circ$	π -мезон	$3,5^{+1,0}_{-0,5}$	
9.	$7,6^\circ$	Протон	$3,1^{+1,4}_{-0,9}$	
10.	$3,1^\circ$	Протон	$3,1^{+1,4}_{-0,9}$	
11.	$0,6^\circ$	Протон	$3,2^{+0,8}_{-0,6}$	
12.	$1,4^\circ$	Протон	~ 8	
13.	10°	Вероятно протон	$5,7^{+2,9}_{-1,5}$	
14.	$1,5^\circ$	π -мезон	$5,4^{+2,5}_{-1,3}$	
15.	5°	Протон	$7,6^{+1,4}_{-3,4}$	
16.	$8,1^\circ$	Протон	$3,5^{+1,2}_{-0,8}$	
17.	$4,4$	π -мезон	$2,9^{+0,7}_{-0,5}$	

- 21 -

1	2	3	4	5
18.	4,3°	π -мезон	$1,3^{+0,4}_{-0,2}$	
19.	14,1°	π -мезон	$0,86^{+0,2}_{-0,2}$	
20.	12,4°	π -мезон	$0,63^{+0,17}_{-0,14}$	
21.	6,4°	Вероятно π -мезон	$2,1^{+0,5}_{-0,4}$	
22.	4,8°	протон	$2,0^{+1,0}_{-0,6}$	
23.	2,4°	Протон	$0,52^{+0,16}_{-0,08}$	
24.	9,7°	π -мезон	$0,22^{+0,06}_{-0,03}$	
25.	22°	вероятно π	$1,9^{+0,6}_{-0,4}$	
26.	13,1°	Протон	$1,0^{+0,4}_{-0,2}$	
27.	14,8°	Протон	$1,3^{+0,5}_{-0,3}$	
28.	11°	π -мезон	$0,71^{+0,24}_{-0,11}$	
29.	30°	Вероятно π	$2,2^{+0,9}_{-0,6}$	
30.	2,2°	π -мезон	$1,3^{+0,8}_{-0,2}$	
31.	9,7°	π -мезон	$2,8^{+1,3}_{-0,7}$	
32.	9,5°	Вероятно π -мезон	$1,8^{+0,6}_{-0,4}$	
33.	11,8°	π -мезон	$0,69^{+0,17}_{-0,09}$	
34.	29,8°	π -мезон	$2,5^{+1,1}_{-0,7}$	
35.	18,8°	π -мезон	$0,15^{+0,03}_{-0,03}$	
36.	5,9°	Протон	$0,51^{+0,18}_{-0,06}$	

- 22 -

1	2	3	4	5
37.	9,7°	Вероятно протон	1,6 ^{+0,9} _{-0,4}	
38.	16,6°	π-мезон	0,88 ^{+0,17} _{-0,18}	
39.	5,3°	π-мезон	1,3 ^{+0,3} _{-0,2}	
40.	15,3°	π-мезон	0,54 ^{+0,14} _{-0,09}	
41.	2,5°	протон	2,3 ^{+1,5} _{-0,7}	
42.	11,6°	Вероятно протон	1,1 ^{+0,5} _{-0,3}	
43.	1,6°	Протон	1,4 ^{+0,5} _{-0,3}	
44.	2°	Вероятно π-мезон	1,9 ^{+0,5} _{-0,3}	
45.	4°	Вероятно протон	1,9 ^{+0,6} _{-0,4}	
46.	0,9°	π-мезон	1,4 ^{+0,3} _{-0,2}	
47.	1,1°	Протон	1,1 ^{+0,3} _{-0,2}	
48.	4,2	π-мезон	0,4 ^{+0,07} _{-0,05}	
49.	13,3°	π-мезон	0,71 ^{+0,13} _{-0,09}	
50.	5,5°	Протон	2,3 ^{+0,8} _{-0,5}	

- 23 -

Л и т е р а т у р а

1. Н.П.Богачев, Ван Шу-фэн, Н.М.Граменникий, Л.Ф. Кириллова, Р.М.Лебедев, В.Б.Любимов, П.К.Марков, Ю.Н.Мороков, М.И.Подгоречный, В.М.Сидоров, К.Д.Толстов, М.Г.Шафранова, "Атомная энергия", том 4, вып 3, стр. 281 /1958/.
2. V.Beljakov, Van Shu-fen, V.Glagolev, Dalkhashav, L.Kirillova, P.Markov, R.Lebedev, K.Tolstov, E.Tsyganov, M.Shaphranova, Jao Tsun-se. Annual International Conference on High Energy Physics at CERN p.309.
3. Е.Л.Фейнберг. ЖЭТФ, 28, 241 /1955/
Е.Л.Фейнберг. УФН, LVIII, 2, 193 /1956/.
4. I.A.Ivanovskaja and D.S.Chernavsky, Nuclear Physics 4, I p. 29 (1957).
5. Е.Л.Григорьев, Л.П.Соловьева. ЖЭТФ 31, 932 /1956/.
6. В.С.Барашенков, Хуан Нян-нин, ЖЭТФ /в печати/.
7. V.S.Barashenkov, B.M.Barbashov, E.O.Bubelev, Nuovo Cimento, Suppl. I, II7 (1958)*

x/ В работе /7/ имеются опечатки: в формуле /3/ вместо t^{2n} должно быть t^{2n-1} ; и $\alpha = (E_n - 1)$ /приведенные в /7/ численные результаты рассчитаны по верной формуле/. Статистический вес реакции $A\Sigma^{2K}17$ $\eta, \eta = 0,00053$ для $E = 7$ Вэв; верхняя таблица на стр. 126 является продолжением таблицы 11; нижняя таблица на стр. 126 и таблица на стр. 128 - это части таблицы для $E = 7$ Вэв и $E = 10$ Вэв, соответственно. На стр. 127 пятая и четвертая строки снизу следует читать: "одна антиякнон на одну-две сотни пионов при энергии $E = 10$ Вэв."

- 24 -

8. H.O.Lock, P.V.Murch, R.M.Keague Proc. Royal Society 231, 368 (1955).
9. Н.Л. Григоров, УФН 88, 880 /1956/.
10. W.D.Walker and I.Crussard, Phys.Rev. 98 5, 1416 (1955).
I.E.Crew and R.D.Hill, Phys.Rev. 110 1, 177 (1958).
M.Blau and A.R.Oliver, Phys.Rev. 102, 489 (1956).
11. Н.П.Ворачев, С.А. Бунятов, Ю.П.Мереков и В.М.Сидоров, ДАН, 121.
4 817 /1958/
12. V.S.Barashenkov, V.A.Beljakov, E.O.Bubelev, Wang Shoy Feng,
Y.M.Maltsev, Ten Oyn and K.D.Tolstov, Nuclear Physics 9,
74 (1958).
13. Н.П.Ворачев, С.А.Бунятов, И.М.Граменникий, В.В.Любимов, Ю.П.Мереков,
М.И.Подгорецкий, В.М.Сидоров, Д.Туадендорж. Частное сообщение.
14. В.С.Варашенков, Хуан Нянь-нини, ЖЭТФ /в печати/.
15. Д.И.Влохинцев, В.С.Варашенков, В.М.Варбашов, УФН /в печати/.
16. D.I.Blokhintsev, V.S.Barashenkov, B.O.Grishin, Nuovo Cimento
9, 249 (1958).
В.Г.Гришин. ЖЭТФ, 38, 80 /1958/.
17. Э.Г.Вуболов, ЖЭТФ, 33, 830 /1957/.
18. В.В.Алпорс, Л.М.Барков, Р.И.Герасимова, И.И.Гуревич, А.П.Мишакова,
К.Н.Мухин и В.А.Никольский, ЖЭТФ т.30 вып.6 1025 /1956/.
19. M.F.Kaplan. 1958 Annual International Conference on High
Energy Physics at CERN p.173.

- 25 -

20. C.Besson, G.Crussard, V.Fouche, I.Hennessy, G.Kayaks,
V.R.Parkh and G.Trillirig, Nuovo Cimento VI 1168 (1957).

21. B. d'Espagnat, Journal de Physique et le Radium 2, /1952/74
Comptes Rendus 9, 232, 800 /1951/

22. A.G.Ekspong Arkiv för Fysik B 9 II I /49/ 1955.

Работа получена издательским отделом
14 апреля 1959 года.

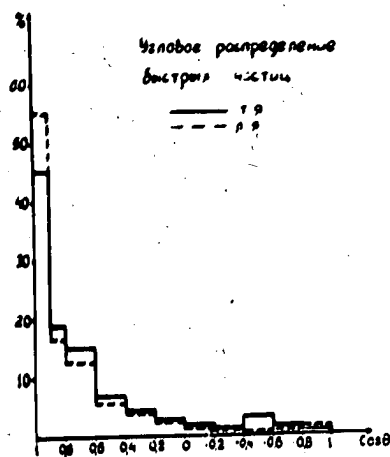


Рис. 1. Угловое распределение δ -частиц. Сплошная кривая для тяжелых, пунктирная - для легких ядер.

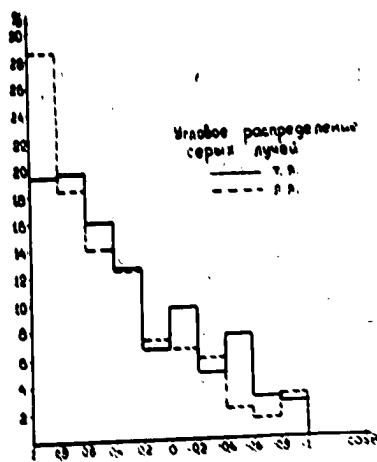


Рис. 2. Угловое распределение γ -частиц. Сплошная кривая - для тяжелых, пунктирная - для легких ядер.

- 27 -

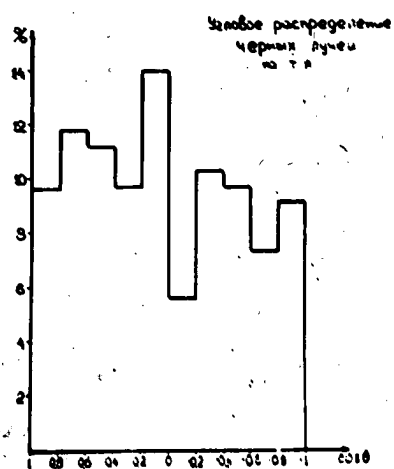


Рис. 3. Угловое распределение γ -частиц для тяжелых ядер.

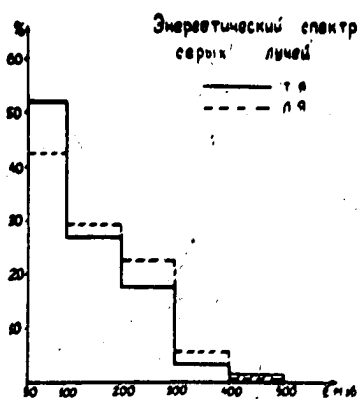


Рис. 4. Энергетический спектр γ -частиц. Сплошная кривая - для тяжелых, пунктирная - для легких ядер.

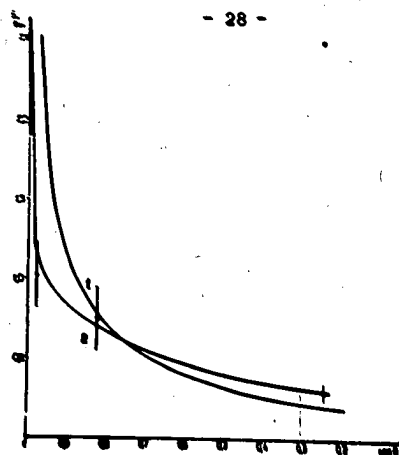


Рис. 5. Кривая 2 - зависимость энергии J -мезонов от угла вылета. /Смесь ядер/. Кривая 1 - теоретическая кривая, рассчитанная по статистической теории для $N-N$ столкновений.

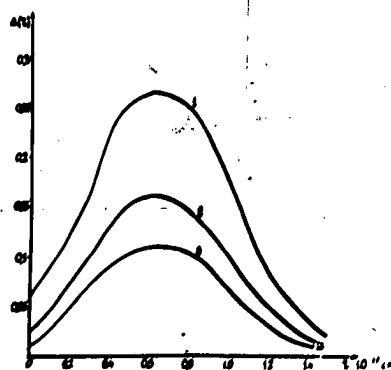


Рис. 6. Относительный выход в сечение неупругих процессов при $N-N$ столкновении, обусловленный взаимодействием в области $/\psi, \psi + X/$. Кривые 2, 1, 3 относятся соответственно, к столкновениям с кинетической энергией $B = 1,0 ; 4,4 ; 10 \text{ GeV}$ / в лабораторной системе/.

- 29 -

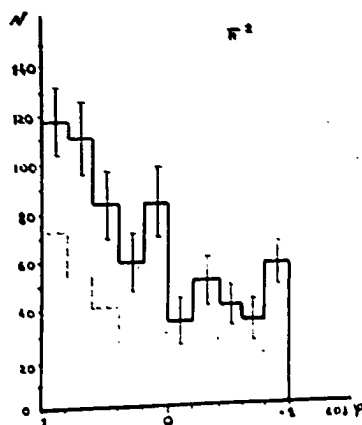


Рис. 7. Угловое распределение π^+ -мезонов. Сплошная линия - с учетом геометрических поправок.

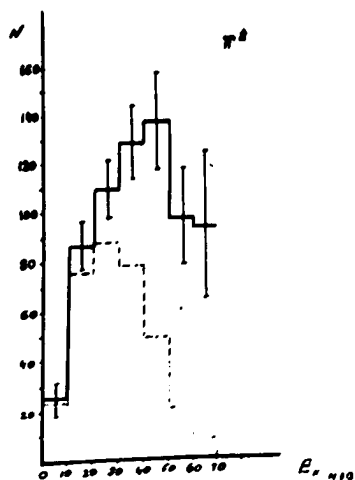


Рис. 8. Энергетическое распределение π^+ -мезонов. Сплошная линия - с учетом геометрических поправок.

- 30 -

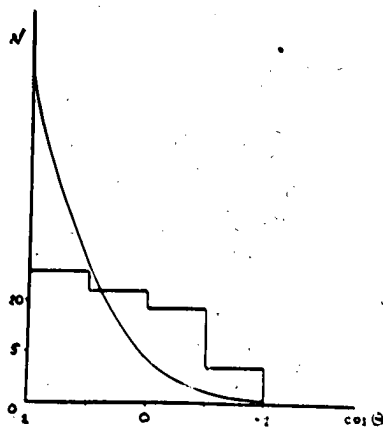


Рис. 9. Угловое распределение K^+ -мезонов. Кривая - угловое распределение K^+ -мезонов, генерированных в $N-N$ столкновениях согласно статистической теории.

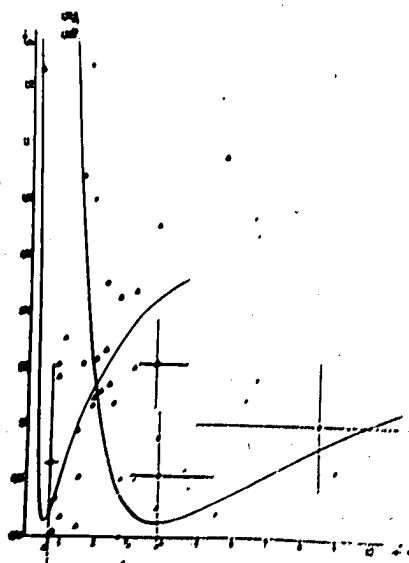


Рис. 10. Кривые импульса - координата для протона и π -мезона /по таблицам Варгеса/ и экспериментальные данные для S -частии.
 ● - протон, ○ - вероятно протон
 ▲ - мезон, △ - вероятно π -мезон.

50X1-HUM

Page Denied

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

P-331

А.А. Зельков, Ван Шу-фень, Ф.В. Глазков, Н. Давидов,
К.Д. Голосин, Р.М. Ласков, В.М. Мельник, П.К. Морков, К.Д. Голосин,
Э.Н. Цыганов, М.Р. Шафранова, Яо Цан-се

МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ

Душанбе 1959 год

ized Copy Approved for Release 2010/09/30 :
 P80T00246A052700210001-3